

Κεφάλαιο 1

Μοριακά Νέφη και η Ύλη μεταξύ των Αστέρων

Στον μεσοαστρικό χώρο υπάρχει μια τεράστια ποσότητα ύλης υπό τη μορφή αερίου και σκόνης. Το υλικό αυτό είναι η πρωτογενής αιτία της δημιουργίας των αστέρων άρα η έρευνα για τη σύνθεση και τα χαρακτηριστικά της είναι απαραίτητη για την βαθύτερη κατανόηση της πρώιμης δημιουργίας των αστέρων.

ποσοστό στο γαλαξία?

διατύπωση

Σήμερα θεωρούμε σε γενικές γραμμές ότι η ύλη μεταξύ των αστέρων αποτελείται περίπου κατα 99% από αέριο και κατα 1% από σκόνη με τη συνολική της μάζα στο γαλαξία μας να είναι της τάξης των M_{\odot} ενώ η πυκνότητα της κυμαίνεται από 10^{-4} έως 10^6 σωματίδια ανά cm^3 .

διατύπωση

μάζα αερίου

Μεσοαστρικό Αέριο Το Μεσοαστρικό Αέριο παρατηρείται σε νεφελώδη μορφή και αποτελείται κυρίως (περίπου το 90%) από υδρογόνο σε ατομική, ιονισμένη και μοριακή κατάσταση. Δεύτερο σε αναλογία είναι το Ήλιο (περίπου 9%) ενώ το υπόλοιπο 1% είναι βαρύτερα στοιχεία (C,O,Ne,Mg,Fe, κ.α.) και μόρια (CO,CS, κ.α.). Τα μόρια

Μεσοαστρική Σκόνη Η Μεσοαστρική Σκόνη αποτελείται κυρίως από άνθρακα και πυρίτιο σε ενώσεις με Υδρογόνο, Οξυγόνο, Μαγνήσιο και Σίδηρο ενώ το μέγεθος των κόκκων της σκόνης κυμαίνεται από 0.01 μm έως 1 μm ακολουθώντας μια κατανομή δύναμης όπου τα μικρότερα μεγέθη είναι πολυπληθέστερα από τα μεγαλύτερα. Η Μεσοαστρική Σκόνη παρατηρείται στις σπείρες του Γαλαξία μας (αλλά και σε άλλους γαλαξίες) με τη χαρακτηριστική μορφή τεράστιων σκοτεινών "δρόμων" λόγω της επισκότισης των όπισθεν αστέρων λόγω της απορρόφησης και σκέδασης του ορατού φωτός.

φωτο σκονης

1.1 Φάσεις και χαρακτηριστικά της Μεσοαστρικής Ύλης

Η Μεσοαστρική Ύλη (ISM) απαντάται σε τρεις φάσεις με διαφορετικά φυσικά και χημικά χαρακτηριστικά: ¹ τη **ψυχρή**, με θερμοκρασίες κάτω των 100 K, πυκνότητα $30 - 50 \text{ cm}^{-3}$ και ποσοστό ιονισμού κάτω του 0.1%, που αποτελείται από μοριακό και ατομικό αέριο Υδρογόνου και σκόνη, τη **θερμή**, με θερμοκρασίες της τάξης των $10^3 - 10^4 \text{ K}$, πυκνότητες 0.3 cm^{-3} , που αποτελείται από ατομικό και ιονισμένο αέριο Υδρογόνο (ποσοστό ιονισμού 2-20%) και την **υπέρθερμη** που οφείλεται σε κρουστικά κύματα εκρήξεων *supernova* και αστρικών ανέμων με θερμοκρασίες τάξης 10^6 K και πυκνότητες μικρότερες των 0.01 cm^{-3} .

1.1.1 Ενεργειακή ισορροπία

Η κινητική θερμοκρασία ² της Μεσοαστρικής Ύλης κυμαίνεται σε ένα εύρος τιμών 6 τάξεων μεγέθους όπως παρατηρούμε και από τον πίνακα 3.1. Για να περιγράψουμε και να μοντελοποιήσουμε την ενεργειακή ισορροπία στη Μεσοαστρική Ύλη άρα να εξηγήσουμε και τις παρατηρούμενες θερμοκρασίες θα πρέπει να υπολογίσουμε τις διαδικασίες θέρμανσης και ψύξης. Η κύρια διαδικασία ψύξης είναι η εκπομπή ακτινοβολίας είτε μέσω αυθόρμητης αποδιέγερσης ή αποδιέγερσης λόγω κρούσης. Ενώ για τη θέρμανση έχουμε μια πληθώρα διαδικασιών θέρμανσης οι οποίες μπορούν να ταξινομηθούν σε 3 κατηγορίες:

- θέρμανση από πεδία ακτινοβολίας: φωτοηλεκτρική απορρόφηση σε ουδέτερα στοιχεία, φωτοδιάσπαση στα μόρια, φωτοιονισμός.
- θέρμανση μέσω συγκρούσεων: από τυρβώδεις ροές, κρουστικά κύματα καταιγίδων *supernova* και κοσμικής ακτινοβολίας.
- θερμική ανταλλαγή μεταξύ της σκόνης και νεφών αερίου, αλληλεπίδραση ιονισμένου αερίου με μαγνητικά πεδία, βαρυτική κατάρρευση.

¹Για τα χημικά χαρακτηριστικά αναφερόμαστε στη σύνθεση των μορίων και στην αναλογία των στοιχείων. Στα φυσικά χαρακτηριστικά αναφερόμαστε στη πυκνότητα και τη θερμοκρασία της Ύλης

²Το ψυχρό μεσοαστρικό αέριο λόγω της γενικά χαμηλής του πυκνότητας δεν βρίσκεται σε θερμοδυναμική ισορροπία. Επομένως όταν μιλάμε για θερμοκρασία αναφερόμαστε στη κινητική του θερμοκρασία.[4, p. 28]

Πίνακας 1.1: Χαρακτηριστικά της μεσοαστρικής ύλης και περιοχές παρατήρησης

Κατηγορία	Κατάσταση Υδρογόνου	Θερμοκρασία (K)	Πυκνότητα (cm^{-3})	Περιοχή Παρατηρήσεων
Μοριακά Νέφη	Μοριακό H_2	10-50	$> 10^3$	Μοριακή εκπομπή - απορρόφηση στο Ράδιο και στο Υπέρυθρο
Ψυχρά Νέφη HI	Ατομικό H	100	30	Γραμμή απορρόφησης 21 cm
Θερμό HI	Ατομικό H	10^3	0.1	Γραμμή εκπομπής 21 cm
Θερμό HII	Ιονισμένο H^+	10^4	10^{-2}	Γραμμή Εκπομπής $H\alpha$
Περιοχές HII	Ιονισμένο H^+	10^4	> 100	Γραμμή Εκπομπής $H\alpha$
Υπέρθερμο Ιονισμένο αέριο	Ιονισμένο H^+	$10^6 - 10^7$	10^{-3}	Εκπομπή ακτινοβολίας X, Απορρόφηση από ιονισμένα μέταλλα

1.1.2 Παρατηρήσεις της Μεσοαστρικής Ύλης

Η παρατήρηση και μελέτη της Μεσοαστρικής Ύλης ποικίλει αναλόγως τη φάση στην οποία βρίσκεται.

Παρατήρηση 21.1 cm Η καλύτερη μέχρι σήμερα δυνατή μέθοδος για την παρατήρηση του **Ουδέτερου Υδρογόνου HI** είναι η εκπομπή της γραμμής 21.1 cm στα ραδιοκύματα που οφείλεται στη μετάπτωση αντιστροφής του spin του πρωτονίου και του ηλεκτρονίου στη βασική κατάσταση του ατόμου του Υδρογόνου. Η ενεργειακή διαφορά των καταστάσεων με συνολικό spin $F = 1$ (τα spin p^+ και e^- είναι παράλληλα) και $F = 0$ (τα spin p^+ και e^- είναι αντιπαράλληλα) είναι $h\nu = 6 \times 10^{-6} eV$ η οποία αντιστοιχεί στη γραμμή των 21 cm . Ο συντελεστής Einstein για την αυθόρμητη εκπομπή είναι $A_{10} \simeq 3 \times 10^{-15} s^{-1}$ που αντιστοιχεί σε μια χρονική κλίμακα των 10^7 ετών στην οποία παραμένει ένα διεγερμένο άτομο Υδρογόνου μέχρι να αποδιεγερθεί αυθόρμητα εκπέμποντας το παρατηρούμενο φωτόνιο. Ο πολύ μικρός αυτός ρυθμός εκπομπής αντιπαραβάλλεται εν τέλει από τη τεράστια ποσότητα του ατομικού υδρογόνου έτσι ώστε να είναι

φωτογραφία 21 cm

Περιοχές $H\alpha$

διατύπωση

ολοκλήρωση

φάσματα απορρόφησης 21 cm

φωτογραφία $H\alpha$

1.2 Μοριακά Νέφη

Οί πιο ενδιαφέρουσες, από τη σκοπιά της δημιουργίας αστέρων, περιοχές του Μεσοαστρικού Υλικού είναι τα Μοριακά Νέφη (Molecular Clouds). Τα Μοριακά Νέφη είναι περιοχές όπου ψυχρή μεσοαστρική ύλη έχει πυκνότητες ικανοποιητικά μεγαλύτερες από τη μέση πυκνότητα του μεσοαστρικού υλικού ώστε η ιδιοβαρύτητα του νέφους να παίζει σημαντικό ρόλο στη δυναμική του. Αν θέλαμε να υπεραπλουστεύαμε την όλη διαδικασία της δημιουργίας αστέρων η εικόνα θα ήταν ότι το νέφος καταρρέει και κατακρημνίζεται σε όλο και πιο συμπυκνωμένες δομές έως ότου η πυκνότητα και η μάζα σε μια τέτοια περιοχή είναι αρκετή ώστε να γεννηθούν νέα άστρα.

μεγεθη

γενικά όχι,
στους πυρηνες

με τα γιγαντία
μοριακά νέφη τι
γίνεται?

βιβλιογραφία

Όπως φαίνεται και από το όνομα τους τα Μοριακά Νέφη αποτελούνται κυρίως από μοριακό Υδρογόνο H_2 . Στο γαλαξία μας πάνω από το 80% του μοριακού Υδρογόνου βρίσκεται σε μοριακά νέφη κατανεμημένα πάνω στις σπείρες του δίσκου αλλά κυρίως σε ένα δακτύλιο ακτίνας 3 με 5 kpc από το κέντρο του γαλαξία. Από παρατηρήσεις στο CO τα μοριακά νέφη δείχνουν να έχουν μάζες που κυμαίνονται από $10^3 M_\odot$ μέχρι και $10^6 M_\odot$ με κατανομή νόμου δύναμης -1.6 . [5]

Για να δημιουργηθεί το Μοριακό Υδρογόνο καταλυτικό ρόλο παίζει η μεσοαστρική σκόνη. Όταν δύο άτομα Υδρογόνου ενώνονται και δημιουργούν ένα μόριο H_2 αυτό κερδίζει ενέργεια η οποία όμως δεν μπορεί να αποδοθεί στο περιβάλλον με αποτέλεσμα το μόριο να διασπάται. Αν όμως η διαδικασία αυτή γίνει πάνω σε έναν κόκκο σκόνης, τότε αυτός λειτουργεί καταλυτικά απορροφώντας το πλεόνασμα ενέργειας και το μόριο παραμένει σταθερό. Έτσι το ουδέτερο Υδρογόνο λειτουργεί σαν καύσιμο που τροφοδοτεί τις πυκνότερες περιοχές του μοριακού Υδρογόνου.

formation rate

Ένα τυπικό μοριακό νέφος επιβιώνει για $3 \times 10^7 \text{ yr}$ πριν καταστραφεί από τουε βίαιους αστρικούς ανέμους των αστέρων τύπου O και B που έχουν δημιουργηθεί στο εσωτερικό του. Κατά τη διάρκεια της ζωής του το νέφος αποδίδει τελικά ένα 3% της μάζας του σε αστέρες. Έτσι για παράδειγμα αν θεωρήσουμε μια τιμή της συνολικής μάζας του μοριακού H_2 στο Γαλαξιακό δίσκο $2 \times 10^9 M_\odot$ βρίσκουμε ότι ο ρυθμός δημιουργίας αστέρων (SFR) στο Γαλαξία μας είναι περίπου $2 M_\odot$ ανά έτος.

1.2.1 Ενεργειακή ισορροπία στα Μοριακά Νέφη

Όπως αναφέραμε γενικότερα στη παράγραφο 1.1.1 η θερμοκρασία ενός νέφους είναι αποτέλεσμα στην ενεργειακή ισορροπία μεταξύ των μηχανισμών θέρμανσης και ψύξης. Για τα Μοριακά Νέφη συγκεκριμένα η θέρμανση είναι αποτέλεσμα της θερμότητας που παρέχεται από κοντινά άστρα ή μέσω της κο-

Πίνακας 1.2: Χαρακτηριστικά και διαφορετικοί τύποι Μοριακών Νεφών

Κατηγορία	Μέση ακτίνα (pc)	Θερμοκρασία (K)	Πυκνότητα H_2 (cm^{-3})	Μάζα (M_\odot)
Γιγαντιαίο Μοριακό Νέφος	20	15	100	10^5
Μοριακό Νέφος	5	10	300	10^4
clump	2	10	10^3	10^3
Πυρήνας Νέφους	0.08	10	10^5	10

σμικής ακτινοβολίας, ενώ η ψύξη επιτυγχάνεται μέσω διαδικασιών απορρόφησης και κρούσης με τα σωματίδια της σκόνης ή του αερίου. Η ενέργεια τελικά αποδίδεται μέσω της εκπομπής υπέρυθρης ακτινοβολίας.

διατύπωση, ανοκλήρωτο

1.2.2 Δυναμική και Μορφολογία των Μοριακών Νεφών

γραψε κάτι εισαγωγικό

1.2.2.1 Καταστατική εξίσωση

Θεωρούμε ότι το μοριακό νέφος συμπεριφέρεται σαν ένα ιδανικό αέριο με καταστατική εξίσωση

$$P = \frac{k}{\mu m_H} \rho T \quad (1.1)$$

όπου P η πίεση, k η σταθερά του Boltzmann, μ το μέσο μοριακό βάρος, m_H η μάζα ενός ατόμου Υδρογόνου, T η θερμοκρασία και ρ η πυκνότητα την οποία σε πρώτη προσέγγιση τη θεωρούμε σταθερή.

1.2.2.2 Εξισώσεις ρευστοδυναμικής

Το αέριο του μοριακού νέφους δεν είναι στατικό. Η κίνηση μπορεί να περιγραφεί από τις εξισώσεις διατήρησης της μηχανικής ρευστών μέσα σε βαρυτικό πεδίο:

$$\text{Εξίσωση διατήρησης της Μάζας: } \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (1.2)$$

$$\text{Εξίσωση διατήρησης της Ορμής: } \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} + \frac{\nabla P}{\rho} - \vec{g} = 0 \quad (1.3)$$

όπου $\vec{v} = v(x, y, z, t)$ είναι η ταχύτητα του ρευστού σε κάθε σημείο και $\vec{g} = g(x, y, z)$ η επιτάχυνση της βαρύτητας σε κάθε σημείο. Η τελευταία εξίσωση η οποία ονομάζεται και εξίσωση Euler είναι ουσιαστικά ο νόμος του νεύτωνα για

ένα συνεχές μέσο. Έχουμε παραλείψει τους όρους του ιξώδους καθώς στο αραιό μεσοαστρικό χώρο είναι αμελητέοι. Στη ολοκληρωμένη περίπτωση όπου συμπεριλαμβάναμε και τους όρους του ιξώδους τότε θα είχαμε την εξίσωση Navier-Stokes (όπου ν ο συντελεστής του κινηματικού ιξώδους):

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} + \frac{\nabla P}{\rho} - \vec{g} - \nu \nabla^2 \vec{v} = 0$$

Σε όλες τις παραπάνω εξισώσεις έχουμε κάνει τη παραδοχή ότι η πυκνότητα είναι σταθερή και άρα το ρευστό είναι ασυμπίεστο δηλαδή $\nabla \cdot \vec{v} = 0$.

Μια δεύτερη παραδοχή που έχουμε κάνει μέχρι αυτό το σημείο είναι ότι οι μοναδικές δυνάμεις που ασκούνται στο υλικό μας είναι η θερμικές (μέσω της βαθμίδας της πίεσης) και η βαρυτική. Στη πραγματικότητα πολύ σημαντικό ρόλο στη διαμόρφωση των μοριακών νεφών και τελικά στη κατάρρευση προς τη δημιουργία πρωτοαστέρων παίζει το μεσοαστρικό μαγνητικό πεδίο. Άρα μια ακριβής απεικόνιση της συμπεριφοράς του νέφους θα πρέπει να γίνει μέσω της Μαγνητοϋδροδυναμικής προσέγγισης όπου συμπεριλαμβάνονται οι εξισώσεις του Maxwell και στην εξίσωση της ορμής η δύναμη Lorentz.

1.2.2.3 Βαρυτική αστάθεια

Μένοντας στη πρώτη προσέγγιση που έχουμε κάνει με ένα άπειρο, ομογενές, στατικό μοριακό νέφος όπου στο κάθε σημείο του ασκούνται δυνάμεις ιδιοβαρύτητας ενώ ταυτόχρονα θεωρούμε ότι η θερμοκρασία του παραμένει κάθε στιγμή σταθερή, άρα $\frac{P}{\rho} = \frac{kT}{\mu m_H} = c_s^2 = \text{constant}$ όπου c_s είναι η ταχύτητα του ήχου για τη θερμοκρασία T .

Τώρα θεωρούμε ότι σε κάποια περιοχή του ρευστού έχουμε μια τυχαία διαταραχή της πυκνότητας όπου γίνεται πυκνότερο κατά $\delta\rho$. Αν θεωρήσουμε επίσης ότι η περιοχή αυτή είναι σφαιρική ακτίνας r τότε θέλουμε να καταλάβουμε το μέγεθος που θα πρέπει να έχει η περιοχή έτσι ώστε η ιδιοβαρύτητα του ρευστού να γίνει αρκετή ώστε να υπερνικήσει την εσωτερική πίεση.

Από την εξίσωση της ορμής 1.3 βλέπουμε ότι οι δυνάμεις ανά όγκο εκφράσμένες σαν επιτάχυνση είναι: $\frac{\nabla P}{\rho}$ η δύναμη της εσωτερικής πίεσης και $\vec{g} = -g\hat{r}$ η δύναμη της βαρύτητας θεωρώντας ότι ασκείται σφαιρικά προς το κέντρο της πυκνότερης περιοχής. Άρα η κρίσιμη τιμή της ακτίνας θα βρεθεί από την εξίσωση

$$\frac{\nabla P}{\rho} = -g \quad (1.4)$$

Δεν μας ενδιαφέρει μια ακριβής επίλυση αλλά μια προσέγγιση τάξης μεγέθους της ακτίνας, άρα μπορούμε να προσεγγίσουμε την επιτάχυνση λόγω πίεσης σαν

Νομίζω

$\frac{\nabla P}{\rho} \sim \frac{P/r}{\rho} = \frac{P}{r\rho}$ ενώ για τη επιτάχυνση λόγω βαρύτητας $g = \frac{GM}{r^2}$ όπου M η μάζα που περικλείεται μέσα στη σφαιρική περιοχή δηλαδή $M \sim r^3 \rho$.

Άρα τελικά, από την (1.4) βρίσκουμε:

$$\frac{P}{\rho r} = \frac{GM}{r^2} \quad (1.5)$$

$$\frac{c_s^2 \rho}{\rho r} = \frac{Gr^3 \rho}{r^2} \quad (1.6)$$

$$r_J = \frac{c_s}{(G\rho)^{1/2}} \quad (1.7)$$

όπου r_J είναι η ζητούμενη ακτίνα η οποία ονομάζεται και ακτίνα Jeans. Αν η περιοχή μας είναι μικρότερη από την ακτίνα αυτή τότε θα από την εξίσωση του νεύτωνα θα έχουμε:

$$\ddot{r} \sim \frac{\nabla P}{\rho} - \frac{GM}{r^2} > 0 \quad (1.8)$$

άρα η δύναμη λόγω της εσωτερικής πίεσης θα υπερिσχύσει και το ρευστό δεν θα καταρρεύσει. Αντίστροφα αν η ακτίνα της συμπύκνωσης είναι μεγαλύτερη από r_J τότε θα καταρρεύσει.

Ισοδύναμα με την ακτίνα Jeans μπορούμε να ορίσουμε την συνολική Μάζα της περιοχής, δηλαδή

$$M_J \sim \frac{4}{3}\pi\rho r_J^3 \sim \frac{4\pi c_s^3}{3(G^3\rho)^{1/2}} \quad (1.9)$$

Η ταχύτητα του ήχου εξαρτάται μόνο από τη Θερμοκρασία: $c_s \simeq T^{1/2}$ άρα για τη μάζα Jeans παρατηρούμε ότι:

$$M_J \propto T^{3/2} \quad (1.10)$$

Για τυπικές τιμές ενός μοριακού πυρήνα σε ένα νέφος θερμοκρασίας 10 K πυκνότητας 10^5 cm^{-3} και μέσου μοριακού βάρους 2.3 (μοριακό Υδρογόνο) βρίσκουμε $r_J = 0.05\text{ pc}$ και $M_J = 2\text{ }M_{\odot}$.

1.2.2.4 Κατακρήμνιση

Αν υποθέσουμε ότι μια περιοχή του μοριακού νέφους με μάζα μεγαλύτερη της μάζας Jeans αρχίζει να καταρρέει ισόθερμα λόγω της ιδιοβαρύτητας της. Η πυκνότητα τότε στο εσωτερικό της θα αρχίσει να αυξάνεται.

Η μάζα Jeans εξαρτάται από τη πυκνότητα $M_J \propto \rho^{-1/2}$. Άρα καθώς η πυκνότητα στο εσωτερικό της περιοχής αυξάνεται η μάζα Jeans μικραίνει. Άρα στο

εσωτερικό της περιοχής διαταραχές της πυκνότητας είναι πιο πιθανό να είναι βαρυτικά ασταθείς και να ξεκινήσουν να καταρρέουν ανεξάρτητα από την αρχική περιοχή.

Αυτή η διαδικασία επαναλαμβάνεται και στις μικρότερες περιοχές, με τελικό αποτέλεσμα το φαινόμενο της ιεραρχικής κατακρήμνισης.

Η κατακρήμνιση συνεχίζεται έως ότου τα αυτόνομα θραύσματα σταματήσουν να αποκρίνονται ισόθερμα, δηλαδή όσο συνεχίζουν να ακτινοβολούν την ενέργεια που αποκτούν από τη βαρυτική κατάρρευση, οπότε και παραμένουν διαφανή.

Μόλις φτάσουν στο σημείο να είναι αδιαφανή ή ακτινοβολία παγιδεύεται στο εσωτερικό τους με αποτέλεσμα να θερμαίνονται και έτσι να σταματάει η κατάρρευση.

1.2.2.5 Χρόνος ελεύθερης πτώσης

Από την εξίσωση 1.8 αν θεωρήσουμε αμελητέα την εσωτερική πίεση, μια λογική προσέγγιση αν η κατάρρευση είναι στα αρχικά της στάδια, τότε η εξίσωση του νεύτωνα γίνεται:

$$\ddot{r} = -\frac{GM}{r^2} \quad (1.11)$$

Κάνοντας ανάλυση κλίμακας όπως προηγουμένως, βρίσκουμε τη χαρακτηριστική χρονική κλίμακα κατάρρευσης:

$$t_{ff} \simeq \left(\frac{R^3}{GM}\right)^{1/2} \simeq \left(\frac{1}{G\rho}\right)^{1/2} \simeq \frac{r_j}{c_s} \quad (1.12)$$

Η ακριβής επίλυση της εξίσωσης αν "ξεφορτωθούμε" και τη κλίμακα μήκους R μέσω της σχέσης $M/R^3 \simeq \rho$ μας δίνει αποτέλεσμα:

$$t_{ff} = \left(\frac{3\pi}{32G\rho}\right)^{1/2} \sim 2.1 \times 10^3 \rho^{-1/2} s \quad (1.13)$$

Για ένα μοριακό νέφος αρχικής πυκνότητας $10^{-13} g cm^{-3}$ ο χρόνος αυτός είναι $\sim 2 \times 10^5 yr$.

σχόλιο

1.2.2.6 Θεώρημα Virial

Για να μελετήσουμε με λιγότερες προσεγγίσεις, που είναι προφανώς λάθος, τη δυναμική ενός απομονωμένου νέφους θα χρησιμοποιήσουμε το θεώρημα Virial, δηλαδή την εξίσωση της ενέργειας. Το θεώρημα Virial προκύπτει από τη διαφοροποίηση της ροπής αδράνειας του νέφους, όπου η ροπή αδράνειας ορίζεται ως

$$I = \int \rho |\vec{r}|^2 dV \quad (1.14)$$

Η εξίσωση της ενέργειας παράγεται από τη δεύτερη χρονική παράγωγο της ροπής αδράνειας η οποία μας οδηγεί στη:

$$\frac{1}{2}\ddot{I} = 2\mathcal{T} + 2\mathcal{U} + \mathcal{W} + \mathcal{M} - 3P_{surf}V \quad (1.15)$$

όπου \mathcal{T} η ολική κινητική ενέργεια λόγω της κίνησης του νέφους στην οποία συμπεριλαμβάνεται η τύρβη και η περιστροφή του νέφους:

$$\mathcal{T} = \frac{1}{2} \int \rho |\vec{u}|^2 dV \quad (1.16)$$

\mathcal{U} η εσωτερική ενέργεια λόγω θερμικών κινήσεων:

$$\mathcal{U} = \frac{3}{2} \int nk_B T dV = \frac{3}{2} \int P dV \quad (1.17)$$

\mathcal{W} η βαρυτική δυναμική ενέργεια αν Φ_g το βαρυτικό δυναμικό:

$$\mathcal{W} = \frac{1}{2} \int \rho \Phi_g dV \quad (1.18)$$

\mathcal{M} η ενέργεια του μαγνητικού πεδίου:

$$\mathcal{M} = \frac{1}{8\pi} \int |\vec{B}|^2 dV \quad (1.19)$$

V ο όγκος του νέφους και P_{surf} η εξωτερική πίεση.

1.2.2.7 Στατική κατάσταση

Στη κατάσταση ισορροπίας το θεώρημα Virial γράφεται:

$$2\mathcal{T} + 2\mathcal{U} + \mathcal{W} + \mathcal{M} - 3P_{surf}V = 0 \quad (1.20)$$

καλύτερος τι-
τλος

Μπορούμε να απλοποιήσουμε τις παραπάνω σχέσεις παίρνοντας τον μέσο μέσο σε έναν όγκο ελέγχου. Έτσι για το κάθε όρο βρίσκουμε:

$$\mathcal{T} = \mathcal{T}_{turbulence} + \mathcal{T}_{rotation} = \frac{1}{2}M\Delta u_{turb}^2 + C_{rot}MR^2\Omega^2 \quad (1.21)$$

$$\mathcal{U} = \frac{3}{2}PV = \frac{3}{2}c_s^2\rho V = \frac{3}{2}Mc_s^2 \quad (1.22)$$

$$\mathcal{W} = -C_{grav}\frac{GM^2}{R} \quad (1.23)$$

$$\mathcal{M} = C_{mag}\frac{\Phi^2}{3\pi^2R} \quad (1.24)$$

P, ρ	οι μέσες τιμές της πίεσης και της πυκνότητας
M	η μάζα που εσωκλείεται στον όγκο ελέγχου
$c_s = \left(\frac{k_B T}{\mu m_H}\right)^{1/2}$	η ταχύτητα θερμικών κινήσεων των μορίων
Δu	η διασπορά της ταχύτητας λόγω τυρβώδους κίνησης
Ω	η γωνιακή ταχύτητα του νέφους που τη θεωρούμε τοπικά ομογενή
$\Phi = \pi R^2 B$	η ροή του μαγνητικού πεδίου ³
C_{rot}	παράμετρος που αφορά τη κατανομή της μάζας, στην ομογενή περίπτωση ισούται με $\frac{1}{5}$
C_{grav}	παράμετρος που αφορά τη κατανομή της μάζας, στην ομογενή περίπτωση ισούται με $\frac{3}{5}$
C_{mag}	παράμετρος που αφορά το σχήμα του νέφους και τη τοπολογία του μαγνητικού πεδίου, για σφαίρα $\frac{3}{4}$ ενώ για δίσκο $\frac{1}{\pi}$

Ορίζουμε σαν διασπορά ταχύτητας σ^2 σε μια διεύθυνση το άθροισμα της διασποράς λόγω θερμικών κινήσεων c_s^2 και της τυρβώδους ροής Δu_i , δηλαδή:

$$\sigma^2 = \frac{k_B T}{\mu m_H} + \Delta u^2 \quad (1.25)$$

1.2.2.8 Μάζα Virial

Για ένα σφαιρικό απομονωμένο νέφος μάζας M , ακτίνας R με διασπορά ταχύτητας σ (1.25), αγνοώντας τις επιδράσεις του μαγνητικού πεδίου και της περιστροφής από τη σχέση 1.20 για την ισορροπία βρίσκουμε:

$$\mathcal{W} \simeq M\sigma^2 \quad (1.26)$$

$$M_{virial} \sim \frac{\sigma^2 R}{G} \quad (1.27)$$

Αν η μάζα του νέφους ξεπερνάει τη μάζα Virial τότε το νέφος δεν βρίσκεται σε ισορροπία και θα καταρρεύσει αν δεν συγκρατηθεί από κάποιον άλλο μηχανισμό.

Στο θεώρημα Virial η μόνη αρνητική επίδραση είναι αυτή της βαρύτητας. Είναι η μόνη δύναμη που προσπαθεί να συμπυκνώσει το νέφος σε αντιπαράθεση με τη θερμική κίνηση των μορίων, τη τύρβη, το μαγνητικό πεδίο και τη περιστροφή του νέφους.

Χωρίς να επεκταθούμε παραπάνω, μπορούμε να εργαστούμε αναλόγως με τη μάζα Virial ώστε να υπολογίσουμε τη κρίσιμη μάζα του νέφους σε μια σειρά σεναρίων όπου θα λαμβάνονταν υπόψη και οι επιδράσεις της περιστροφής, του μαγνητικού πεδίου κλπ.

Η περιστροφή αν και λόγω της μικρής αρχικής γωνιακής ταχύτητας του νέφους ($\Omega \sim 10^{-14} s^{-1}$) μπορεί να παίζει σημαντικό ρόλο καθώς αυτή αυξάνεται σε μεγάλο βαθμό κατά τη κατάρρευση ⁴. Οι παρατηρήσεις μας δείχνουν ότι η στροφορμή είναι αρκετά μικρότερη από την αναμενόμενη, κάτι που μάλλον οφείλεται στο φαινόμενο του "μαγνητικού φρεναρίσματος" δηλαδή την επιβράδυνση της περιστροφής του μοριακού πυρήνα - πρωτοαστέρα λόγω της μεταφοράς στροφορμής μέσω κυμάτων Alfvén στις μαγνητικές γραμμές.

Για λόγους πληρότητας θα παραθέσουμε τις αντίστοιχες μάζες⁵ Virial για ένα νέφος όπου η μαγνητική πίεση μαγνητικού πεδίου έντασης B ισορροπεί τη βαρύτητα:

$$M_\phi \sim 3.5 \times \frac{B^3}{G^{3/2} \rho^2} \quad (1.28)$$

και για νέφος όπου η στροφορμή J ισορροπεί τη βαρύτητα:

$$M_{rot} = 5.1 \left(\frac{\sigma J}{GM} \right) \quad (1.29)$$

1.2.2.9 Σχέσεις του Larson

Οι θερμικές τυχαίες κινήσεις ενός μορίου μαζί με τις τυχαίες ταχύτητες της τύρβης συνιστούν αυτό που ορίσαμε και προηγουμένως διασπορά της ταχύτητας σ . Αν από ένα νέφος αερίου παρατηρήσουμε μια γραμμή εκπομπής τότε λόγω της διασποράς το προφίλ της γραμμής θα "διογκωθεί" λόγω του φαινομένου Doppler.

Ένα χρήσιμο μέγεθος για τη παραμετροποίηση μια γραμμής εκπομπής είναι το πάχος της στο ύψος που αντιστοιχεί στο μισό της μέγιστης έντασης (Full Width at Half Maximum - FWHM). Εφόσον η γραμμή εκπομπής αντιστοιχεί σε μια κατανομή gauss τότε το πάχος αυτό είναι: $\Delta u_{FWHM} = \sqrt{8 \ln(2)} \sigma_{SD}$ όπου σ_{SD} η τυπική απόκλιση της κατανομής.

Κινούμενοι αντίστροφα από το φαινόμενο Doppler μπορούμε να μεταφέρουμε τη καμπύλη των συχνοτήτων στο χώρο των ταχυτήτων. Μετρώντας τη τιμή FWHM στο χώρο των ταχυτήτων έχουμε μια καλή προσέγγιση για την τιμή της διασποράς της ταχύτητας σ .

Το 1981 ο Larson μετρώντας τη ταχύτητα διασποράς στις γραμμές εκπομπής CO, H₂CO, NH₃ κ.α. διαφορετικών μοριακών νεφών κατέγραψε κάποιες εμπειρικές σχέσεις ή οποίες και ονομάζονται σχέσεις του Larson (Larson Laws). Στη συνέχεια παραθέτουμε τις αντίστοιχες σχέσεις από τους (Solomon, Rivolo,

⁴στη κατάρρευση του νέφους η ακτίνα του μειώνεται κατά έναν παράγοντα 10^7 άρα από τη διατήρηση της στροφορμής $\Omega R^2 = \text{const.}$ βρίσκουμε η γωνιακή του ταχύτητα αυξάνεται κατά παράγοντα 10^{14}

⁵[3]

Barrett, Yahil 1987) καθώς αφορούν περισσότερα δεδομένα. Η πρώτη σχέση συνδέει τη διασπορά με το μέγεθος του νέφους:

$$\sigma \simeq (0.72 \pm 0.07) R^{(0.5 \pm 0.2)} \text{ km s}^{-1} \quad (1.30)$$

fwto larson R-s law

Αν η διασπορά της ταχύτητας ήταν λόγω μόνο των θερμικών κινήσεων τότε αυτή θα εξαρτιόταν μόνο από τη θερμοκρασία που όμως για τις παρατηρήσεις είναι σταθερή με τιμή περίπου στους 10 K. Η θερμική ταχύτητα για αυτή τη θερμοκρασία είναι 0.19 km s^{-1} .

Άρα είναι εμφανές ότι η τύρβη παίζει πολύ σημαντικό ρόλο στη δυναμική των μοριακών νεφών. Ένα δεύτερο συμπέρασμα που μπορούμε να βγάλουμε είναι ότι για μεγέθη μεγαλύτερα των 0.1 pc η τύρβη είναι υπερηχητική.

Η δεύτερη σχέση συνδέει τη μάζα του νέφους με τη διασπορά:

$$\sigma = 0.15 M^{0.25} \quad (1.31)$$

fwto larson M-s law

Από τη σχέση αυτή μπορούμε να βρούμε τη σχέση μάζας-ακτίνας:

$$M \propto R^2 \quad (1.32)$$

και εφόσον $\rho = M/R^3$

$$\rho \propto R^{-1} \quad (1.33)$$

fwto larson M-rho law

το οποίο συμπίπτει και με παρατηρησιακά δεδομένα ($\rho \propto R^{-1.1}$).

Από τις σχέσεις 1.31 και 1.30 μπορούμε να συγκρίνουμε τα πειραματικά αποτελέσματα με τη προσέγγιση Virial 1.2.2.8:

$$\frac{M}{R\sigma^2} \sim \frac{1}{G}$$

άρα θα έχουμε

$$\frac{M}{R} \propto \sigma^2 \rightarrow \frac{M}{R\sigma^2} = \text{const.} \quad (1.34)$$

δηλαδή φαίνεται η προσέγγιση Virial που κάναμε να είναι αρκετά ικανοποιητική, ενώ αποδεικνύεται ότι εν τέλει η υπερηχητική τύρβη να είναι υπεύθυνη τελικά για την εξισορρόπησης τη βαρύτητας σε νέφη μεγάλης μάζας.

1.2.3 Τύρβη στα μοριακά νέφη

Η τύρβη είναι μια ιδιότητα της ροής των φυσικών ρευστών που οφείλεται στη μη-γγραμμικότητα της μεταφοράς ορμής, που επιτρέπει την αλληλεπίδραση δομών της ροής σε διαφορετικές χωρικές κλίμακες με επακόλουθο μια διαταραχή

συγκεκριμένης χαρακτηριστικής χωρικής κλίμακας να εξαπλώνεται σε προοδευτικά μεγαλύτερες και μικρότερες κλίμακες [6].

Μια διαταραχή συγκεκριμένης χωρικής κλίμακας, που δημιουργείτε λόγω εισροής ενέργειας, διασπάτε κυρίως σε μικρότερης κλίμακας διαταραχές μέχρι ένα χαρακτηριστικό όριο που ονομάζεται Kolmogorov microscale όπου τελικά η κινητική ενέργεια μετατρέπεται σε θερμική μέσω της μοριακής διάχυσης. Για ένα μοριακό νέφος το όριο Kolmogorov microscale είναι τις τάξης $10^{-5} pc$.

Η διαδικασία αυτή δημιουργεί μια κατανομή κατακρήμνισης διαταραχών γνωστή σαν νόμο Kolmogorov-Obhukov η οποία εκφρασμένη για τη ταχύτητα διασποράς γράφεται σαν:

$$\sigma \propto L^{1/3} \quad (1.35)$$

όπου L η χαρακτηριστική κλίμακα της διαταραχής.

Σε ένα μοριακό νέφος οι "πηγές" μιας τέτοιας ενέργειας εισόδου μπορεί να είναι:

- η διάτμηση λόγω της διαφορικής περιστροφής του γαλαξιάκου δίσκου,
- εκροές ύλης από πρωτοαστέρες μέσα στο νέφος,
- αστρικούς ανέμους και
- εκρήξεις supernova

Όπως είδαμε από τις παρατηρήσεις στα μοριακά νέφη η σχέση που συνδέει τις ταχύτητες διασποράς με τη κλίμακα ακολουθεί ένα νόμο δύναμης με κλίση 0.5 ± 0.2 . Ο λόγος που διαφέρει με τον νόμο δύναμης Kolmogorov-Obhukov (κλίση 0.3) μάλλον οφείλεται στο ότι η τυρβώδης κίνηση στα μοριακά νέφη είναι ισχυρά υπερηχητική (αριθμός Mach > 10) σε αντίθεση με τις υπάρχουσες θεωρίες τύρβης που έχουμε σήμερα, ενώ η διαδικασία διάχυσης δεν συμβαίνει απαραίτητα στις χαμηλές κλίμακες λόγω των κυμάτων κρούσης των υπερηχητικών ροών που παράγουν θερμότητα.

1.2.3.1 Διάσταση Fractal

Η τύρβη επίσης προβλέπει και την fractal δομή των μοριακών νεφών, δηλαδή τη ομοιότητα της δομής τους σε ανεξάρτητα της κλίμακας που παρατηρούμε. Η δομή Fractal χαρακτηρίζεται από μια παράμετρο που ονομάζεται διάσταση fractal, η οποία συνδέει τη περίμετρο P μια κλειστής καμπύλης (π.χ. μια ισοϋψής της πυκνότητας ενός νέφους) με το εμβαδόν A της καμπύλης μέσω της σχέσης:

$$P \propto A^{D/2} \quad (1.36)$$

Η μέτρηση της παραμέτρου γίνεται με τη χρήση διαφόρων αλγορίθμων, όπως του αλγορίθμου Box Counting (D_B) όπου το αντικείμενο καλύπτεται με μια σειρά τετραγώνων μήκους ϵ . Η διάσταση βρίσκεται από τη σχέση:

$$D_B = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{\log N(\epsilon)}{\log(1/\epsilon)} \quad (1.37)$$

όπου $N(\epsilon)$ είναι ο αριθμός των τετραγώνων διάστασης ϵ που χρειάζονται για να καλύψουν το χώρο. Όσο το $\epsilon \rightarrow 0$ το $N(\epsilon)$ αυξάνεται μέσω της σχέσης:

$$N(\epsilon) \propto \epsilon^{-D_B} \quad (1.38)$$

άρα με μια μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων των τιμών ($\log N(\epsilon)$, $\log \epsilon$) βρίσκουμε τη τιμή D_B .

Παρατηρήσεις στα μοριακά νέφη δίνουν τιμές της διάστασης fractal παρόμοιες με τυρβώδεις εργαστηριακές ροές αλλά και γήινων ατμοσφαιρικών νεφών δηλαδή $D \sim 1.35$

1.2.4 Χρόνος ζωής των μοριακών νεφών

Είδαμε στη παράγραφο 1.2.2.5 ότι ο χρόνος κατάρρευσης ενός μοριακού νέφους είναι της τάξης των 10^5 yr . Αυτή η τιμή είναι μια κατώτερη τιμή της ηλικίας ενός νέφους, καθώς χωρίς τους υποστηρικτικούς μηχανισμούς το νέφος θα καταστραφεί δημιουργώντας αστέρες.

Μια δεύτερη χρονική κλίμακα για τη ζωή ενός μοριακού νέφους μπορεί να παραχθεί μέσω του θεωρήματος Virial για τη διασποράς της ταχύτητας. Υπό την απουσία εξωτερικής πίεσης ένα μοριακό νέφος με χαρακτηριστική διασπορά ταχύτητας $\sigma \sim 10 \text{ km s}^{-1}$ και ακτίνας $R \sim 100 \text{ pc}$ θα διαλυθεί μέσα σε χρόνο:

$$t_{disp} \simeq \frac{R}{\sigma} \simeq 10^7 \text{ yr} \quad (1.39)$$

Τέλος, μπορούμε να βρούμε και μια τρίτη χρονική κλίμακα μέσω της φωτοδιάσπασης και φωτο-εξάτμισης των μορίων από την ακτινοβολία υψηλών ενεργειών ⁶ αστερών τύπου O και B που έχουν γεννηθεί στο εσωτερικό του μοριακού νέφους. Ένας τέτοιος αστέρας μπορεί να ιονίζει το περιβάλλον του για ένα διάστημα 10^6 yr με ρυθμό $3 - 5 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ δίνοντας σε ένα μοριακό νέφος χρόνο ζωής τάξης 10^7 yr ώστε να καταστραφεί από μερικές γενιές τέτοιων αστερών.

τι λένε οι παρατηρήσεις?

⁶πρόκειται για φωτόνια με ενέργεια μεγαλύτερη των 5 eV στο Υπεριώδες και X μέρος τους φάσματος

1.2.5 Κατανομή μαζών των μοριακών πυρήνων

Όπως είπαμε και στην εισαγωγή, παρατηρήσεις στο CO σε διαφορετικά μοριακά νέφη, και σε διαφορετικές κλίμακες (μοριακά νέφη, clumps και πυρήνες) η κατανομή των μαζών φαίνεται να είναι της μορφής:

$$\frac{dN}{dM} \propto M^{-x} \quad (1.40)$$

όπου dN είναι ο αριθμός των νεφών με μάζες από M μέχρι $M + dM$ με άνω όριο περίπου τις $10^6 M_{\odot}$. Για τα clumps η λογαριθμική κλίση είναι από 1.6 μέχρι 1.8.

φωτο mass
clump spectrum

Αυτή η κατανομή είναι πολύ πλατύτερη της αντίστοιχης κατανομής μαζών των αστερών της κύριας ακολουθίας βλέπε παρακάτω 1.2.5.1. Αυτό μπορεί να εξηγηθεί καθώς ένα clump είναι μια περιοχή που δεν συνδέεται τόσο άμεσα με τη δημιουργία αστερών, καθώς υπάρχουν clumps που δεν θα δημιουργήσουν απαραίτητα αστέρες ή αστρικά σμήνη ή clumps που μπορεί να μην είναι καν βαρυτικά συνδεδεμένα (gravitationally bound).

Φυσικά όμως αυτό δεν συμβαίνει και με τους μοριακούς πυρήνες, όπως θα αναφέρουμε στη συνέχεια.

1.2.5.1 Initial Mass Function

Η Initial Mass Function (IMF) είναι μια εμπειρική συνάρτηση που χαρακτηρίζει τη κατανομή των αστρικών μαζών στην αρχή της ζωής τους ⁷ για ένα συγκεκριμένο πληθυσμό αστερών. Η IMF παρουσιάζει ίδια μορφή με μικρές σχετικά αποκλίσεις μεταξύ διαφορετικών πληθυσμών αστερών. Πέρα από τη κατανόηση της σημασίας της παγκοσμιότητας της, η IMF είναι πάρα πολύ σημαντικό εργαλείο καθώς τα χαρακτηριστικά και η εξέλιξη ενός αστέρα εξαρτώνται από τη μάζα του. Άρα η καλύτερη δυνατή προσέγγιση της IMF είναι στο κέντρο της έρευνας για την εξέλιξη αστρικών πληθυσμών και γαλαξιών.

Οντως? βιβλιο-
γραφία?

Μορφή της IMF Η IMF συνήθως ⁸ ορίζεται σαν μια σειρά διαδοχικών νόμων δύναμης της μορφής

$$\frac{dN}{dm} \propto m^{-\alpha} \quad (1.41)$$

Ο Salpeter (1955) ήταν ο πρώτος που ασχολήθηκε με το συγκεκριμένο πρόβλημα υπολόγισε από παρατηρησιακά δεδομένα τη παράμετρο $\alpha = 2.35$. Ο Kroupa (2001) χώρισε την IMF σε τρεις νόμους δύναμης με διαφορετικό εκθέτη:

⁷δηλαδή μόλις μπουν στη Κύρια Ακολουθία

⁸Πέρα από τη μορφή νόμου δύναμης, η IMF μπορεί να οριστεί και σαν λογαριθμική κανονική κατανομή [2]

$$\alpha = 0.3 \pm 0.7 \text{ για μάζες απο } 0.01 M_{\odot} \text{ έως } 0.08 M_{\odot} \quad (1.42)$$

$$\alpha = 1.3 \pm 0.5 \text{ για μάζες απο } 0.08 M_{\odot} \text{ έως } 0.5 M_{\odot} \quad (1.43)$$

$$\alpha = 2.3 \pm 0.3 \text{ για μάζες πάνω απο } 0.5 M_{\odot} \quad (1.44)$$

1.2.5.2 IMF και δημιουργία αστερών

Είναι προφανές το ενδιαφέρον του ερευνητικού κλάδου της δημιουργίας αστερών για την IMF καθώς κάθε θεωρία δημιουργίας αστερών θα πρέπει να είναι ικανή να εξηγήσει και τη "παγκόσμια" μορφή της IMF. Έτσι μέσω παρατηρήσεων των πυκνών πυρήνων στα μοριακά νέφη, βρήκαμε ότι η κατανομή των μαζών τους (Dense Core Mass Function - DCMF) μοιάζει με αυτή των αστερών της κύριας ακολουθίας με τη διαφορά ότι είναι μετατοπισμένη κατά ένα παράγοντα 3 προς τις μεγαλύτερες μάζες, με το σημείο αλλαγής της κλίσης να είναι στις $2 - 3 M_{\odot}$ σε σχέση με τις $0.5 M_{\odot}$ της IMF.

Αν και θα πρέπει να είμαστε ιδιαίτερα προσεκτικοί με τις συγκρίσεις των δύο κατανομών καθώς υπάρχουν μεγάλες απροσδιοριστίες στα άνω και κάτω όρια της DCMF [1], το συμπέρασμα που βγάζουμε με τα μέχρι τώρα αποτελέσματα, είναι ότι οι εκροές μάζας (outflows) και οι αστρικοί άνεμοι από τους πρωτοαστέρες επιστρέφουν μέρος της μάζας στο μοριακό νέφος. Έτσι μπορούμε να κάνουμε μια εκτίμηση για την απόδοση των πυκνών πυρήνων περίπου στο 30%.

1.3 Παρατηρήσεις των Μοριακών Νεφών

Παρά τη "κυριαρχία" του μοριακού υδρογόνου στα Μοριακά Νέφη είναι απίθανο να το παρατηρήσουμε καθώς η ενεργειακή διαφορά ακόμα και των χαμηλότερων διεγερμένων από τη βασική του στάθμη είναι πολύ μεγάλη, όπως θα δείξουμε παρακάτω. Έτσι στις χαμηλές θερμοκρασίες των Μοριακών Νεφών, η μόνη δυνατότητα να παρατηρήσουμε άμεσα το H_2 είναι μέσω γραμμών απορρόφησης από πηγές στο υπόβαθρο ⁹.

Ο εναλλακτικός τρόπος παρατήρησης του H_2 είναι εμμέσως μέσω της εκπομπής διαφορετικών μορίων που είναι πιο "ευαίσθητα" στις χαμηλές θερμοκρασίες, όπως του Μονοξειδίου του Άνθρακα (^{12}CO) και των ισοτόπων του (^{13}CO , $C^{18}O$), της αμμωνίας (NH_3) και άλλων (CS , H_2CO , H_2O , OH). Γνωρίζοντας την αναλογία μεταξύ των μορίων μπορούμε να υπολογίσουμε τη ποσότητα του H_2 .

Εκτός από τη παρατήρηση της μοριακής συνιστώσας του νέφους, έχουμε στη διάθεση μας και άλλες περιοχές παρατήρησης όπως η εκπομπή των κόκκων σκό-

⁹μέσω των γραμμών απορρόφησης στο Υπεριώδες

νης στο Υπέρυθρο και η εξάλειψη από τους ίδιους του ορατού φώτος αστέρων του υποβάθρου.

1.3.1 Ενεργειακές μεταβάσεις του H_2

Το H_2 είναι ένα πλήρως συμμετρικό μόριο άρα δεν έχει μόνιμη διπολική ροπή. Άρα καθώς οι μεταβάσεις του ηλεκτρικού διπόλου είναι απαγορευμένες οι επόμενες είναι οι τετραπολικές. Η ενέργεια περιστροφής είναι $E_{rot} = \frac{h^2}{2I_{H_2}} J(J+1)$ όπου J ο περιστροφικός κβαντικός αριθμός και $I_{H_2} = 5 \times 10^{-48} \text{ kg m}^2$ η ροπή αδράνειας του H_2 . Για τις τετραπολικές μεταβάσεις έχουμε ότι $\Delta J = 0, \pm 2$, άρα για το H_2 αυτό μπορεί να βρίσκεται σε δύο μορφές, αυτή του παρά- H_2 όπου είναι κατειλημμένες μόνο οι καταστάσεις με $J = 0, 2, 4, 6, \dots$ και η όρθο- H_2 όπου είναι κατειλημμένες μόνο οι καταστάσεις με $J = 1, 2, 5, \dots$. Άρα η χαμηλότερη ενεργειακή διαφορά από τη βασική κατάσταση ($J = 0$) είναι η

$$\Delta E = E(J = 2) - E(J = 0) \simeq 4.7 \times 10^{-2} \text{ eV} \quad (1.45)$$

η οποία αντιστοιχεί σε θερμοκρασία 510 K . Από τη μετάβαση παράγεται ένα ένα φωτόνιο μήκους κύματος $28.2 \mu\text{m}$ στο υπέρυθρο ενώ ο συντελεστής Einstein είναι $A_{20} = 3 \times 10^{-11} \text{ s}^{-1}$.

Αν εργαστούμε αντίστοιχα για τις ταλαντωτικές μεταβάσεις, βρίσκουμε ότι αυτές αντιστοιχούν σε θερμοκρασίες χιλιάδων βαθμών κέλβιν. Για τέτοιες θερμοκρασίες ένα διεγερμένο μόριο H_2 φτάνει στη βασική του κατάσταση με συνδυασμό ταλαντωτικών και περιστροφικών μεταβάσεων. Οι εκπομπές αυτές είναι χαρακτηριστικές στα μέτωπα κυμάτων κρούσης όπου το H_2 θερμαίνεται σε πολύ υψηλές θερμοκρασίες.

Άρα για τις τυπικές θερμοκρασίες των μοριακών νεφών $10 - 50 \text{ K}$ είναι αδύνατον να το παρατηρήσουμε άμεσα. Αντί αυτού χρησιμοποιούμε το επόμενο σε αναλογία μόριο, το CO και θεωρώντας γνωστή την αναλογία του με το H_2 , υπολογίζουμε το δεύτερο.

1.3.2 Παρατηρήσεις στο CO

Εφόσον το H_2 είναι δύσκολο να το παρατηρήσουμε χρησιμοποιούμε το Μονοξείδιο του Άνθρακα CO σαν tracer του μοριακού αερίου. Το CO είναι το δεύτερο σε αναλογία μόριο στο Σύμπαν (μετά το H_2) και έχει μόνιμη διπολική ροπή άρα έχουμε περιστροφικές ενεργειακές μεταβάσεις με $\Delta J = \pm 1$ το οποίο του επιτρέπει να εκπέμπει σημαντικά στο ραδιοφωνικό φάσμα. Σε αντιστοιχία με τη διαδικασία που κάναμε στη παράγραφο 1.3 βρίσκουμε για το CO για τη χαμηλότερη μετάβαση $J = 1 \rightarrow 0$ $\Delta E = 4.8 \times 10^{-4} \text{ eV}$ το οποίο αντιστοιχεί

Φωτογραφία CO

μετάφραση

σε θερμοκρασία 5.5 K . Η μετάβαση αυτή αποδίδει ένα ραδιοφωνικό φωτόνιο στα 2.6 mm και ο συντελεστής Einstein για την αυθόρμητη αποδιέγερση είναι $A_{10} = 7.5 \times 10^{-8}\text{ s}^{-1}$.

Ο κύριος μηχανισμός διέγερσης ενός μορίου CO στη $J = 1$ είναι μέσω της σύγκρουσης του με ένα μόριο H_2 . Αφού διεγερθεί η αποδιέγερση του μπορεί να γίνει είτε εκπέμποντας ένα φωτόνιο στα 2.6 mm σε περιοχές με χαμηλή συνολική πυκνότητα είτε μεταφέροντας την ενέργεια του σε ξανά σε ένα μόριο H_2 χωρίς να εκπέμψει φωτόνιο σε περιοχές με μεγάλη συνολική πυκνότητα. Για να βρούμε τη κρίσιμη πυκνότητα όπου διαχωρίζονται αυτές οι δύο περιοχές θεωρούμε ότι η πιθανότητα αυθόρμητης εκπομπής A_{ij} της μετάβασης $i \rightarrow j$ είναι ίση με τη πιθανότητα εκπομπής λόγω σύγκρουσης $n\gamma_{ij}$. Άρα η κρίσιμη πυκνότητας είναι:

$$n_{crit} = \frac{A_{ij}}{\gamma_{ij}} \quad (1.46)$$

Μπορώ να βρώ
το διάγραμμα?

Για μια τυπική θερμοκρασία $T = 10\text{ K}$ βρίσκουμε $n_{crit} = 3 \times 10^3\text{ cm}^{-3}$.

Κεφάλαιο 2

Γέννηση αστέρων στα μοριακά νέφη

Σε αυτό το κεφάλαιο θα παρουσιάσουμε τις κυριότερες θεωρίες δημιουργίας πρωταστέρων μέσα στους πυρήνες των μοριακών νεφών και την επίδραση τους στο περιβάλλον του μοριακού νέφους.

2.1 Κατάρρευση του μοριακού Πυρήνα

Η δημιουργία των νέων αστέρων σύμφωνα με όλες τις ενδείξεις τροφοδοτείται από τη βαρυτική κατάρρευση των πυκνότερων περιοχών των μοριακών νεφών, των μοριακών πυρήνων. Παρακάτω θα αναφερθούμε, χωρίς να επεκταθούμε, στις κυρίαρχες διαδικασίες κατάρρευσης αυτών των πυρήνων.

2.1.1 Αρχικές συνθήκες

Σαν αρχικές συνθήκες της κατάρρευσης του πυκνού μοριακού πυρήνα θα χρησιμοποιήσουμε τα τυπικά φυσικά χαρακτηριστικά όπως έχουν ανιχνευθεί από παρατηρήσεις αλλά και στα κάποιες θεωρητικές προσεγγίσεις με βάση αυτά.

Φυσικά Χαρακτηριστικά πυκνών μοριακών Πυρήνων:

Μάζα:	$1 M_{\odot}$
Ακτίνα:	$0.1 pc$
Θερμοκρασία:	$10 K$
Πυκνότητα:	$10^{-19} g cm^{-3}$
Ποσοστό Ιονισμού:	10^{-7}

2.1.1.1 Σφαίρα Bonnor-Ebert

Η σφαίρα Bonnor-Ebert είναι η θεωρητική κατασκευή μιας ισόθερμης σφαίρας όπου η βαρύτητα εξισορροπείται από την εσωτερική πίεση. Δηλαδή ισχύουν οι εξισώσεις:

$$\frac{Gm}{r^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = 0 \text{ Εξίσωση Κίνησης} \quad (2.1)$$

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \rho \text{ Εξίσωση διατήρησης της Μάζας} \quad (2.2)$$

$$P = c_s^2 \rho \text{ Καταστατική Εξίσωση} \quad (2.3)$$

Συνδυάζοντας και τις τρεις έχουμε:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 c_s^2 \frac{d \ln \rho}{dr} \right) = -4\pi G \rho \quad (2.4)$$

Η λύση της οποίας μας δίνει τη πυκνότητα συναρτήση της ακτίνας μέσα στο μοριακό πυρήνα:

$$\rho(r) = \frac{c_s^2}{2\pi G} \frac{1}{r^2} \quad (2.5)$$

2.1.2 Μαγνητικά πεδία και ύλη

Όπως έχουμε αναφέρει και στα προηγούμενα τα μαγνητικά πεδία φαίνονται να παίζουν σημαντικό ρόλο στη διαδικασία της βαρυτικής κατάρρευσης αλλά κυρίως στην αλληλεπίδραση του πρωτοαστέρα με το άμεσο περιβάλλον του.

Η προσέγγιση που έχουμε για την αλληλεπίδραση της ιονισμένης ύλης με τα μαγνητικά πεδία, είναι αυτή της μαγνητοϋδροδυναμικής, δηλαδή τη σύνδεση των υδροδυναμικών εξισώσεων διατήρησης (μάζα, ορμή, ενέργεια) με τις εξισώσεις του Maxwell.

Η πολυπλοκότητα των εξισώσεων αυτών επιτρέπει την ακριβή λύση μόνο ειδικών υπεραπλουστευμένων περιπτώσεων, γι αυτό και χρησιμοποιούνται κυρίως αριθμητικοί κώδικες για την επίλυση τους.

Όμως εκτός από τη πολυπλοκότητα, ένα άλλο σοβαρό πρόβλημα που αντιμετωπίζουμε είναι η δυσκολία στο να μετρήσουμε και να χαρτογραφήσουμε το μαγνητικό πεδίο στα μοριακά νέφη και ειδικότερα στους πυκνούς πυρήνες που μελετάμε σε αυτό το κεφάλαιο.

χαρακτηριστική τιμή

2.1.2.1 Εξίσωση Επαγωγής

Το μαγνητικό πεδίο προσφέρει στα μοριακά νέφη ακόμα μια δύναμη υποστήριξης, μαζί με την θερμική πίεση και τη περιστροφή, απέναντι στη βαρύτητα. Η

φυσική βάση που επιτρέπει στα μαγνητικά πεδία να πέρνουν ενεργό μέρος σε αυτή τη διαδικασία είναι το φαινόμενο του "παγώματος" του μαγνητικού πεδίου μέσα στην ύλη.

Το φαινόμενο αυτό "συνδέει" την ύλη με το μαγνητικό πεδίο, έτσι καθώς η πρώτη συμπίεζεται λόγω βαρύτητας συμπίεζει μαζί της και τις δυναμικές γραμμές του πεδίου με αποτέλεσμα αυτό τοπικά να αυξάνεται.

Για να δούμε πως χτίζεται το φαινόμενο του "παγωμένου" μαγνητικού πεδίου πρέπει να κοιτάξουμε την εξίσωση επαγωγής:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{B}) - \vec{\nabla} \times \left(\frac{c^2}{4\pi\sigma} \vec{\nabla} \times \vec{B} \right) \quad (2.6)$$

όπου \vec{B} το μαγνητικό πεδίο και σ η ειδική ηλεκτρική αγωγιμότητα. Η εξίσωση της επαγωγής μας δίνει τη χρονική μεταβολή του πεδίου συναρτήσει ενός όρου μεταφοράς, δηλαδή τη μεταβολή της ροής του ιονισμένου υλικού, και ενός όρου διάχυσης (ωμική διάχυση).

Για ένα μοριακό νέφος παρά το χαμηλό ποσοστό ιονισμένης ύλης (σε σχέση με την ουδέτερη) αποδεικνύεται ότι ο όρος διάχυσης είναι αμελητέος ¹ αρά η χρονική εξέλιξη του μαγνητικού πεδίου καθορίζεται από τη κίνηση του ιονισμένου ρευστού καθιστώντας το "παγωμένο".

2.1.3 Ισόθερμη κατάρρευση

Μόλις ο πυρήνας γίνει βαρυτικά ασταθής και ξεκινάει να καταρρέει το ενεργειακό πλεόνασμα (που κερδίζεται από τη βαρυτική δυναμική ενέργεια) μετατρέπεται σε θερμότητα η οποία μεταφέρεται από τα μόρια στους κόκκους σκόνης που την απελευθερώνουν μέσω ακτινοβολίας στο Υπέρυθρο με αποτέλεσμα η θερμοκρασία του καταρρέοντος υλικού να παραμένει σταθερή. Αυτή η φάση κατάρρευσης του πυρήνα ονομάζεται **ισόθερμη φάση** και χαρακτηρίζεται από την ελεύθερη πτώση του υλικού στη κεντρική περιοχή.

2.1.3.1 Ελεύθερη Πτώση

Όσο η κεντρική πυκνότητα παραμένει μικρότερη από $10^{-13} \text{ g cm}^{-32}$ το γύρω υλικό θα καταρρεύσει σε χρονική κλίμακα ελεύθερης πτώσης $t_{ff} \propto (G\rho)^{-1/2} \sim$

¹Λόγω των κρούσεων του ιονισμένου και του ουδέτερου υλικού, εμφανίζεται ένας άλλος όρος διάχυσης, η διπολική διάχυση, για την οποία θα μιλήσουμε στη συνέχεια.

²Δηλαδή όσο το οπτικό βάθος είναι $\tau \ll 1$. Το οπτικό βάθος συνδέεται με τη πυκνότητα από τη σχέση $\tau \simeq k\rho R$ όπου k ο δείκτης αδιαφάνειας

10^5 yr . Ο ρυθμός εισροής μάζας μπορεί να υπολογιστεί μέσω ανάλυσης κλίμακας:

$$\dot{M} \sim \frac{M}{t_{ff}} \sim \frac{\rho R^3}{(G\rho)^{-1/2}} \sim \frac{\rho \frac{c_s^3}{(G\rho)^{3/2}}}{(G\rho)^{-1/2}} \sim \frac{c_s^3}{G} \simeq 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1} \quad (2.7)$$

όπου για την ακτίνα χρησιμοποιήσαμε την ακτίνα $R \sim c_s t_{ff} \sim r_{jeans}$ η οποία διαχωρίζει το προς κατάρρευση υλικό του πυρήνα, με το εξωτερικό.

Από τη σχέση (2.5) $\rho \sim r^{-2} \rightarrow m \sim r$ εφόσον μας ενδιαφέρει η κατανομή της πυκνότητας στο "εξωτερικό" του πρωτοαστέρα άρα:

$$\dot{M} \sim \frac{m}{t_{ff}} \sim m \rho^{1/2} \sim const. \quad (2.8)$$

Άρα ο ρυθμός εισροής μάζας είναι σταθερός³ κατά τη διάρκεια της ισόθερμης κατάρρευσης.

2.1.4 Αδιαβατική Κατάρρευση

Όταν η κεντρική περιοχή ξεπεράσει σε πυκνότητα τα $10^{-13} \text{ g cm}^{-3}$ τότε η κατάρρευση σταματάει να είναι ισόθερμη αφού τα εσωτερικά στρώματα του πυρήνα γίνονται οπτικά αδιαφανή μην επιτρέποντας στο πλεόνασμα της ενέργειας να αποδράσει μέσω της ακτινοβολίας. Έτσι η κεντρική θερμοκρασία και η πίεση αυξάνονται. Στη θερμοκρασία των 1000 K οι περισσότεροι κόκκοι εξαερώνονται έτσι δεν μπορούν πια να απορροφήσουν τη θερμότητα από τα μόρια που διεγείρονται.

Η καταστατική εξίσωση είναι τώρα αδιαβατική με $\frac{d \log T}{d \log \rho} = (\gamma - 1) \simeq 0.4$ για το μοριακό Υδρογόνο με 5 βαθμούς ελευθερίας. Η κεντρική πίεση σε αυτό το σημείο υπερνικάει τη βαρύτητα και η κατάρρευση επιβραδύνεται δημιουργώντας ένα πρωτοαστέρα (δηλαδή ένα κεντρικό πυρήνα με υδροστατική ισορροπία) με μάζα τάξης $10^{-2} M_\odot$, θερμοκρασίας 200 K και πυκνότητας $10^{-10} \text{ g cm}^{-3}$. Η ξαφνική επιβράδυνση της κατάρρευσης δημιουργεί ένα κρουστικό κύμα σε μια ακτίνα 4 AU

Η εισροή μάζας στο πρωτοαστέρα αυξάνει τη πυκνότητα στο πύρηνα του στα $10^{-8} \text{ g cm}^{-3}$ σε μια θερμοκρασία 1600 K , όπου το H_2 διασπάται μειώνοντας τον αδιαβατικό δείκτη στη τιμή $\gamma \simeq 1.1$ με αποτέλεσμα την επανεκκίνηση της κατάρρευσης με ταχύτητες αντίστοιχες της ελεύθερης πτώσης. Καθώς ολόκληρο το H_2 διασπάται ο αδιαβατικός δείκτης συγκλίνει κοντά στη τιμή $5/3$ ενός αερίου

³Στη πραγματικότητα ο ρυθμός εισροής δεν είναι σταθερός, γι αυτό και χρησιμοποιείτε η χρονοεξαρτώμενη παραλλαγή $\dot{M} = \frac{c_s^3}{G} e^{t/\tau}$ όπου τ μια χρονική κλίμακα όπου ο αστέρας έχει εισέλθει στη κύρια ακολουθία

ουδέτερου H και He. Η κεντρική θερμοκρασία σε αυτό το στάδιο έχει φτάσει στους 8000 K.

Ο πρωτοαστέρας θα αποκτήσει ξανά υδροστατική ισορροπία όταν η πυκνότητα στο πυρήνα του γίνει $10^{-2} \text{ g cm}^{-3}$ και η θερμοκρασία 20000 K. Ο πρωτοαστέρας εξακολουθεί να έχει σε αυτό το σημείο μάζα $10^{-2} M_{\odot}$ ενώ ένα νέο κρουστικό κύμα δημιουργείται σε απόσταση μερικών R_{\odot} .

2.1.5 Φάση Προσαύξησης

Αν και ο πρωτοαστέρας βρίσκεται πια σε φάση Υδροστατικής ισορροπίας η πλειοψηφία της αρχικής μάζας του μοριακού πυρήνα συνεχίζει να προσαυξάνεται σε αυτόν προσκρούοντας πάνω στο κρουστικό κύμα που περιγράψαμε παραπάνω. Η κινητική ενέργεια της ύλης που φτάνει σε αυτό το σημείο μετατρέπεται σχεδόν εξ ολοκλήρου σε ακτινοβολία, δηλαδή $\frac{u^2}{2} = \frac{GM}{R}$, άρα αν πολλαπλασιάσουμε με \dot{M} βρίσκουμε την εισροή ενέργειας ανά δευτερόλεπτο. Αν υποθέσουμε επιπλέον ότι ολόκληρη αυτή η ενέργεια μετατρέπεται σε ακτινοβολία από το κρουστικό κύμα:

$$L_{acc} \simeq \frac{GM\dot{M}}{R} \quad (2.9)$$

Ταυτόχρονα και ο ίδιος ο πρωτοαστέρας ακτινοβολεί με ρυθμό:

$$L_{star} = 4\pi R^2 \sigma T_{eff}^4 \quad (2.10)$$

σύμφωνα με το νόμο Stefan-Boltzmann.

Για πρωτοαστέρες μικρής και μέσης μάζας η λαμπρότητα λόγω πρόσπτωσης L_{acc} κυριαρχεί έναντι της λαμπρότητας του ίδιου του πρωτοαστέρα.

2.2 Κατάρρευση περιστρεφόμενου και μαγνητισμένου μοριακού πυρήνα

Στα προηγούμενα όπου θεωρήσαμε ένα αρχικό σφαιρικό, μη-περιστρεφόμενο, μη-μαγνητισμένο πυρήνα, ασχολούμασταν με την "διαμάχη" της βαρύτητας με τη θερμική πίεση του αερίου.

Στη περίπτωση όπου το νέφος έχει μια αρχική γωνιακή ταχύτητα, βρίσκεται μέσα σε μαγνητικό πεδίο και έχει μάζα μεγαλύτερη από τη κρίσιμη (βλέπε και παράγραφο 1.2.2.8) θα καταρρεύσει σε γενικές γραμμές όπως αναλύσαμε στη κλασική περίπτωση.

Η μεγαλύτερη διαφορά με τη κλασική προσέγγιση εμφανίζεται κυρίως στη φάση της πρόσπτωσης της ύλης στο πρωτοαστέρα όπου η περιστροφή και το μαγνητικό πεδίο παίζει σημαντικό ρόλο.

2.2.1 Η περίπτωση αργά περιστρεφόμενου πυρήνα

γιατί και πόσο αργά?

Θεωρούμε ότι αρχικά το νέφος είναι αρχικά σφαιρικά συμμετρικό με μικρή γωνιακή ταχύτητα και ότι η κατάρρευση έχει δημιουργήσει ήδη τον κεντρικό πρωτοαστέρα. Το υλικό εκτελεί ελεύθερη πτώση ξεκινώντας από τη θέση (r_0, θ_0) , όπου θ η γωνία από τον άξονα περιστροφής, προς το κεντρικό πυρήνα διατηρώντας την ειδική στροφορμή του $j = \Omega r_0^2 \sin \theta_0$, και με σταθερή επιτάχυνση $\dot{M} \simeq \frac{c_s^3}{G}$.

πως το λεμε αυτό?

Αν η κατάρρευση διατηρηθεί συμμετρική ως προς τις γωνίες ϕ και ως προς τη ισημερινή επιφάνεια $\theta = \pi/2$ είναι προφανές ότι το υλικό "από πάνω" θα συγκρουστεί με το "από κάτω" πάνω στο ισημερινό επίπεδο, και μάλιστα αποδεικνύεται ότι για κάθε αρχικό σημείο (r_0, θ_0) το σημείο της σύγκρουσης αντιστοιχεί σε ένα σημείο $(r_{ct}, \pi/2)$, όπου:

$$r_{ct} = \frac{j^2}{GM} = \frac{\Omega^2 r_0^4 \sin^2 \theta_0}{GM} \quad (2.11)$$

Το αποτέλεσμα θα είναι η δημιουργία μια κατανομής πυκνότητας:

$$\rho(r, \theta) = \frac{\dot{M}}{4\pi\sqrt{GM}r^3} \left(1 + \frac{\cos \theta}{\cos \theta_0}\right)^{-1/2} \left(\frac{\cos \theta}{\cos \theta_0} + \frac{2R_c \cos^2 \theta_0}{r}\right)^{-1} \quad (2.12)$$

Μέσω αυτής της διαδικασίας έχουμε τη δημιουργία ενός δίσκου προσάυξης όπου η ύλη ακολουθεί κεπλεριανές τροχιές γύρω από τον αστέρα.

Άρα βλέπουμε ότι τα σωματίδια με μικρές αρχικές γωνίες $\theta_0 \rightarrow 0$, δηλαδή με μικρή στροφορμή, θα συγκρουστούν πάνω στην επιφάνεια του πρωτοαστέρα, ενώ τα σωματίδια που βρίσκονται από την αρχή στο ισημερινό επίπεδο θα είναι αυτά που θα δημιουργήσουν τις τελευταίες τροχιές του.

Έτσι μπορούμε να υπολογίσουμε την ακτίνα ολόκληρου του δίσκου:

$$R_c = \frac{\Omega^2 r_0^4}{GM} = m_0 \frac{\Omega^2 (c_s t)^4}{G \dot{M} t} = m_0 \Omega^2 c_s t^3 \quad (2.13)$$

όπου m_0 μια σταθερά, η οποία βρίσκεται από την αναλυτική λύση $m_0 = 0.058$.

Για τυπικές τιμές ενός πρωτοαστέρα, ($M = 1, M_\odot$, $\dot{M} = 10^{-5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, $c_s = 0.35 \text{ km s}^{-1}$, $r_0 = 1.5 \times 10^{15} \text{ cm}$) βρίσκουμε ότι $R_c \simeq 44 \text{ A.U.}$.

2.2.2 Περίπτωση κατάρρευσης μαγνητισμένου νέφους

Στη παράγραφο 2.1.2 αναφέραμε τη "κοινή" συμπεριφορά μαγνητικού πεδίου και ιονισμένης ύλης. Στη συνέχεια θα αναφερθούμε περιγραφικά στο πως αυτή η συμπεριφορά επιδρά στη βαρυτική κατάρρευση του πυκνού μοριακού πυρήνα.

Το υπό κατάρρευση μοριακό νέφος αποτελείται σε πολύ μικρό ποσοστό από ιονισμένη ύλη. Άρα δεν μπορούμε να ισχυριστούμε τη προσέγγιση του παγωμένου μαγνητικού πεδίου.

Σε αυτή τη περίπτωση έχουμε δύο διαφορετικές κινήσεις μέσα στο νέφος: το ιονισμένο αέριο κινείται κατά μήκος των μαγνητικών γραμμών, ενώ το ουδέτερο κινείται λόγω της βαρύτητας και της θερμικής πίεσης, ανεξάρτητα του μαγνητικού πεδίου. Όμως οι δύο αυτοί πληθυσμοί σωματιδίων εφόσον αλληλεπιδρούν μεταξύ τους μέσω συγκρούσεων, επηρεάζουν εν τέλει και τις δύο αυτές κινήσεις. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται **διπολική διάχυση**.

Έστω ότι ο πυκνός μοριακό πυρήνας βρίσκεται εντός ενός ομογενούς αρχικού μαγνητικού πεδίου B_0 . Καθώς ξεκινάει η κατάρρευση τα ιονισμένα και τα ουδέτερα σωματίδια είναι ελεύθερα να κινηθούν κατά μήκος των μαγνητικών δυναμικών γραμμών.

Στη διεύθυνση κάθετα στο μαγνητικό πεδίο όμως, τα ουδέτερα σωματίδια συγκρούονται με τα ιονισμένα, με αποτέλεσμα η κατάρρευση σε αυτή τη διεύθυνση να επιβραδύνεται και τα ιόντα να παρασύρονται από τα ουδέτερα. Όμως καθώς το μαγνητικό πεδίο είναι παγωμένο μέσα στην ιονισμένη ύλη, οι δυναμικές του γραμμές συγκλίνουν και αυτές προς το κέντρο κατάρρευσης, αυξάνοντας τοπικά το μαγνητικό πεδίο, ενώ η ίδια η καμπύλωση τους ασκεί δύναμη αντίθετη στη κατάρρευση λόγω της μαγνητική τάσης.

Εν τέλει, όπως και με τη περίπτωση του περιστρεφόμενου πυρήνα, το μαγνητικό πεδίο δημιουργεί ένα δίσκο γύρω από το πρωτοαστέρα, που όμως δεν έχει της δυναμικές ιδιότητες του δίσκου προσαύξεσης.

2.3 Δίσκοι Προσαύξεσης

Αναφερθήκαμε προηγουμένων πως ένα αρχικά περιστρεφόμενο μοριακό νέφος θα δημιουργήσει κατά τη κατάρρευση του ένα δίσκο προσαύξεσης γύρω από τον πρωτοαστέρα. Σε αυτή τη φάση ο πρωτοαστέρας έχει μάζα μόλις $10^{-2} M_{\odot}$, κάτι το οποίο σημαίνει ότι μάζα προσπίπτει στον αστέρα μέσω του δίσκου.

Αν θεωρήσουμε ότι ένας στοιχειώδης δακτύλιος πάχους δr του δίσκου σε απόσταση r από πρωτοαστέρα μάζας M κινείται με κεπλεριανή ταχύτητα $v_{\phi} = \sqrt{\frac{GM}{r}}$ τότε η ειδική στροφορμή του θα είναι $r v_{\phi} = \sqrt{GM r}$ δηλαδή θα αυξά-

νεται με την απόσταση. Άρα για να καταφέρει ο δακτύλιος αυτός να φτάσει το πρωτοαστέρα θα πρέπει η στροφορμή του συνεχώς να ελαττώνεται, δηλαδή να υπάρχει κάποιος μηχανισμός ο οποίος μέσω κάποιας ροπής δύναμης θα οδηγήσει σε απώλεια στροφορμής.

Οι πιο πιθανοί τέτοιοι μηχανισμοί είναι: η εσωτερική τριβή του ρευστού του δίσκου, η επίδραση του ενεργού ιξώδες λόγω τυρβώδους ροής και η απώλεια στροφορμής μέσω μαγνητισμένων εκροών. Με τον τελευταίο μηχανισμό θα ασχοληθούμε στις επόμενες παραγράφους.

2.4 Η επίδραση των πρωτοαστέρων στο περιβάλλον τους

Από τις πρώτες στιγμές της δημιουργίας τους οι αστέρες επηρεάζουν σημαντικά το περιβάλλον τους μέσω δυναμικών μηχανισμών όπως οι εκροές μάζας (Outflows, Jets) και ο αστρικός άνεμος αλλά και λόγω της επίδρασης της ακτινοβολίας (ιονισμός Υδρογόνου). Η επίδραση αυτών των μηχανισμών στο περιβάλλον τους έχει πολύ μεγάλη εξάρτηση από τη μάζα των πρωτοαστέρων, καθώς οι αστέρες μεγάλης μάζας έχουν πολύ ισχυρότερη επιρροή από τους μέσης ή μικρής μάζας.

Συγκεκριμένα οι μηχανισμοί εκροών μάζας εμφανίζονται σε όλους τους πρωτοαστέρες ανεξαρτήτως μάζας τηρουμένων των αναλογιών. Οι μηχανισμοί αυτοί είναι απόρροια της διαδικασίας προσαύξησης των πρωτοαστέρων και άρα έχουν περιορισμένο χρόνο ζωής με αποτέλεσμα η επίδραση τους να γίνεται αισθητή μόνο στο άμεσα γειτονικό περιβάλλον.

μεχρι που?

Απεναντίας οι αστρικοί άνεμοι, και τα φωτόνια υψηλών ενεργειών που δημιουργούνται μόνο στους αστέρες μεγάλης μάζας, επιδρούν στο περιβάλλον για πολύ μεγαλύτερο χρονικό διάστημα με καταστροφικές συνέπειες για πολύ μεγάλο μέρος του μοριακού νέφους.

2.4.1 Πίδακες και εκροές υλικού

Οι κυρίαρχες θεωρίες για την δημιουργία των πιδάκων υλικού (jets) βασίζονται στο συνδυασμό της περιστροφικής κίνησης του δίσκου και του αστέρα και στο διπολικό μαγνητικό πεδίο του αστέρα. Σύμφωνα με τα υπάρχοντα μοντέλα υλικό υπό τη μορφή αστρικού ανέμου από το δίσκο ευθυγραμμίζεται και επιταχύνεται κάθετα στο δίσκο και στη διεύθυνση του άξονα περιστροφής δημιουργώντας μια σχετικά στενή δομή που διατηρείται για αρκετά μεγάλες αποστάσεις.

Οι πίδακες τροφοδοτούν με ενέργεια όχι μόνο το άμεσο περιβάλλον του πρωτοαστέρα αλλά και αέριο του μοριακού νέφους πέρα από τον αρχικό πυρήνα. Η

ενέργεια αυτή δημιουργεί τύρβη στο νέφος

δυσκολεύομαι να περιγράψω πως ακριβώς δημιουργούνται τα outflows.

2.4.2 Αστέρες μεγάλης μάζας

Οι μεγάλης μάζας αστέρες είναι αστέρες των οποίων οι μάζες ξεπερνούν τις $8 M_{\odot}$ με φασματικούς τύπους O και B, χαρακτηρίζονται από ταχύτατους ρυθμούς εξέλιξης⁴ με τεράστιες λαμπρότητες ($L_* > 10^4 L_{\odot}$) και επιφανειακή θερμοκρασία $> 10^5 K$.

2.4.2.1 Περιοχές HII

Λόγω των πολύ υψηλών θερμοκρασιών, οι OB αστέρες εκπέμπουν υψηλό αριθμό φωτονίων υψηλών ενεργειών (μεγαλύτερες από το όριο Lyman, στο υπεριώδες) τα οποία διασπούν το μοριακό υδρογόνο σε δύο ατομικά τα οποία τελικά θα ιονιστούν. Οι περιοχές όπου το αέριο υδρογόνο είναι ιονισμένο ονομάζονται περιοχές HII. Στις περιοχές HII το πλάσμα υδρογόνου επιχειρεί συνεχώς να επανασυνδεθεί για να σχηματίσει ουδέτερα άτομα υδρογόνου αλλά εμποδίζεται από τη συνεχιζόμενη παραγωγή υπεριωδών φωτονίων.

Μπορούμε να ορίσουμε μια περιοχή μέσα στην οποία ένας αστέρας OB μπορεί να διατηρήσει ιονισμένη μέσω της λαμπρότητας του αστέρα και του ρυθμού επανασύνδεσης. Μια τέτοια περιοχή ονομάζεται σφαίρα Stromgren και για μια τυπική θερμοκρασία $10^4 K$ και ρυθμό επανασύνδεσης $2 \times 10^{-19} m^3 s^{-1}$ βρίσκουμε:

$$R_s \simeq 1.7 pc \left(\frac{\dot{N}_H}{10^{50} s^{-1}} \right)^{1/3} \left(\frac{n_0}{10^9 m^{-3}} \right)^{-2/3} \quad (2.14)$$

όπου \dot{N}_H είναι ο αριθμός των φωτονίων πέρα από το όριο Lyman στη μονάδα του χρόνου και n_0 η αριθμητική πυκνότητα των ατόμων υδρογόνου (ανεξαρτήτως κατάστασης).

Στη πραγματικότητα καθώς το σύνορο της περιοχής HII εκκινώντας από τον πρωτοαστέρα με υπερηχητική ταχύτητα, όπως θα δείξουμε παρακάτω, θα ξεπεράσει τελικά την ακτίνα Stromgren λόγω της υψηλότερης θερμοκρασίας (άρα και πίεσης) από το κρύο περιβάλλον του ουδέτερου υδρογόνου.

Ο χρόνος⁵ που χρειάζεται για να δημιουργηθεί μια περιοχή HII είναι:

$$t_{expand} \simeq \frac{R_s}{c_{sHII}} \simeq 1.7 \times 10^5 yr \left(\frac{\dot{N}_H}{10^{50} s^{-1}} \right)^{1/3} \left(\frac{n_0}{10^9 m^{-3}} \right)^{-2/3} \quad (2.15)$$

⁴Οι μεγάλης μάζας αστέρες ξεκινούν τη καύση του Υδρογόνου ενώ βρίσκονται ακόμα στη φάση της προσαύξησης, ενώ και ο χρόνος ζωής τους δεν ξεπερνάει τα $3 \times 10^7 yr$

⁵Αν δεχθούμε ότι ο μέσος χρόνος επανασύνδεσης είναι μικρότερος από το χρόνο εξάπλωσης, το οποίο για τις πυκνότητες των περιοχών HII είναι σωστή προσέγγιση

αφού η ταχύτητα του ήχου για τις συνθήκες αυτές, δηλαδή η ταχύτητα εξάπλωσης της περιοχής HII, είναι:

$$c_{s\,HII} = \left(\frac{kT_{HII}}{m_{HII}} \right)^{-1/2} \simeq 12 \, km \, s^{-1} \quad (2.16)$$

Η ταχύτητα του ήχου για το ουδέτερο αέριο υδρογόνο είναι $c_{s\,HI} \simeq 0.3 \, km \, s^{-1}$, άρα η περιοχή HII δημιουργώντας ένα κρουστικό κύμα καθώς εξαπλώνεται μέσα στο ουδέτερο υδρογόνο.

Η διαδικασία αυτή είναι πάρα πολύ σημαντική για τη δημιουργία αστέρων. Καθώς το κρουστικό κύμα διασχίζει το μοριακό νέφος το συμπιέζει δημιουργώντας τοπικές συμπυκνώσεις που είναι βαρυτικά ασταθείς με αποτέλεσμα να δημιουργούνται νέοι αστέρες. Στις περιοχές αυτές θα γεννηθούν κάποιοι μαζικοί αστέρες που με τη σειρά τους θα δημιουργήσουν τις δικές τους περιοχές HII και ούτω κάθε εξής.

Κεφάλαιο 3

Το γιγαντιαίο μοριακό νέφος W3

Το γιγαντιαίο μοριακό νέφος W3 είναι μέρος ενός συμπλέγματος μοριακών νεφών (W3-W4-W5) στον αστερισμό της Κασσιόπης, σε απόσταση 2 *kpc* από τον ήλιο, στη σπείρα του Περσέα του Γαλαξία μας.

Η μάζα του εκτιμάται στις $4 \times 10^5 M_{\odot}$ κάνοντας το ένα από τα πιο μαζικά μοριακά νέφη στον εξωτερικό Γαλαξία.

Οι περιοχές μεγαλύτερης δραστηριότητας του W3: W3 Main, W3 (OH) και AFGL 333 ανήκουν σε μια μεγαλύτερη δομή πυκνού νέφους (40% της συνολικής μάζας του W3) υπό την ονομασία HDL (High Density Layer). Αυτή η δομή είναι αποτέλεσμα του κρουστικού κύματος μιας διευρυμένης περιοχής HII (W4 superbubble) που βρίσκεται στα ανατολικά του W3 μέσω του μηχανισμού που περιγράψαμε στη παράγραφο 2.4.2.1. Η περιοχή αυτή τροφοδοτείται από αστρικούς ανέμους ενός σμήνους OB αστερών (IC 1805 OB association) που βρίσκονται στη καρδιά του μοριακού νέφους W4.

Πιθανόν αποτέλεσμα της W4 HII είναι η δημιουργία του νεαρού αστρικού σμήνους IC 1795 (με ηλικία 3 – 5 *Myr*). Το IC 1795 διαθέτει μερικούς αστέρες OB που έχουν δημιουργήσει ένα κέλυφος στο οποίο ανήκουν οι περιοχές W3 Main και W3 (OH).

Στη περιοχή W3 Main έχουν ανιχνευτεί πολλές πυκνές περιοχές HII που αποδίδονται σε νεαρούς αστέρες OB που δεν έχουν διαλύσει ακόμα τα κελύφη σκόνης που τους καλύπτουν. Παρότι φαίνεται ότι η W3 Main διεγέρθηκε από το IC 1795 ή τη W4 HII υπάρχουν ενδείξεις ότι μπορεί να έχει ξεκινήσει τη δημιουργία αστερών ωρίτερα από το IC 1795. Το οποίο σημαίνει ότι μπορεί η δημιουργία αστερών να ξεκίνησε αυθόρμητα.

Νότια από το αστρικό σμήνος IC 1795 βρίσκεται η περιοχή W3 (OH) για την οποία υπάρχουν οι ισχυρότερες ενδείξεις ότι αποτελεί προϊόν της πίεσης από το IC 1795 και τη W4 HII. Στη περιοχή αυτή έχουμε ισχυρές εκπομπές OH και H₂O

το χουμε να
βρούμε χάρτη
του ουρανού?

σκιτσου γαλα-
ξιακου δισκου
με τη τοποθεσία
του?

Πίνακας 3.1: Παράμετροι υποπεριοχών του W3 από χαρτογράφηση του Spitzer. YSO: Young Stellar Object, συντομογραφία των υποψήφιων πρωτοαστέρων

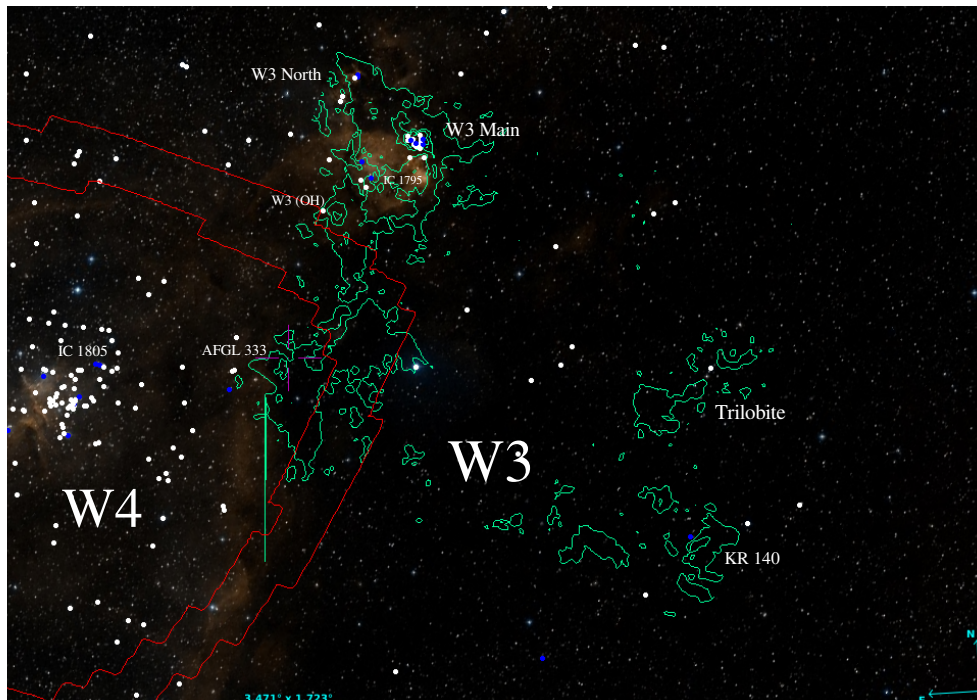
Περιοχή	Μέση από- σταση YSO (pc)	Εμβαδόν περιοχής (pc^2)	Μάζα Αερίου ($\times 10^4 M_{\odot}$)	Πυκνότητα Αερίου ($M_{\odot} pc^{-2}$)	Μέση Πυκνό- τητα YSO (pc^{-2})
All-Survey	0.33 ± 0.01	1316	6.2 ± 0.005	59.44 ± 0.04	1.73 ± 0.001
W3	0.26 ± 0.01	231.5	1.4 ± 0.002	61.31 ± 0.08	3.41 ± 0.005
Main/(OH)					
KR 140	0.38 ± 0.02	853	3.8 ± 0.004	45.38 ± 0.04	1.25 ± 0.004
AFGL 333	0.34 ± 0.02	231.5	1.0 ± 0.002	53.3 ± 0.1	1.77 ± 0.004

(masers) από τις οποίες έχει μετρηθεί η απόσταση του μοριακού νέφους μέσω παράλλαξης ($1.95 \pm 0.04 kpc$).

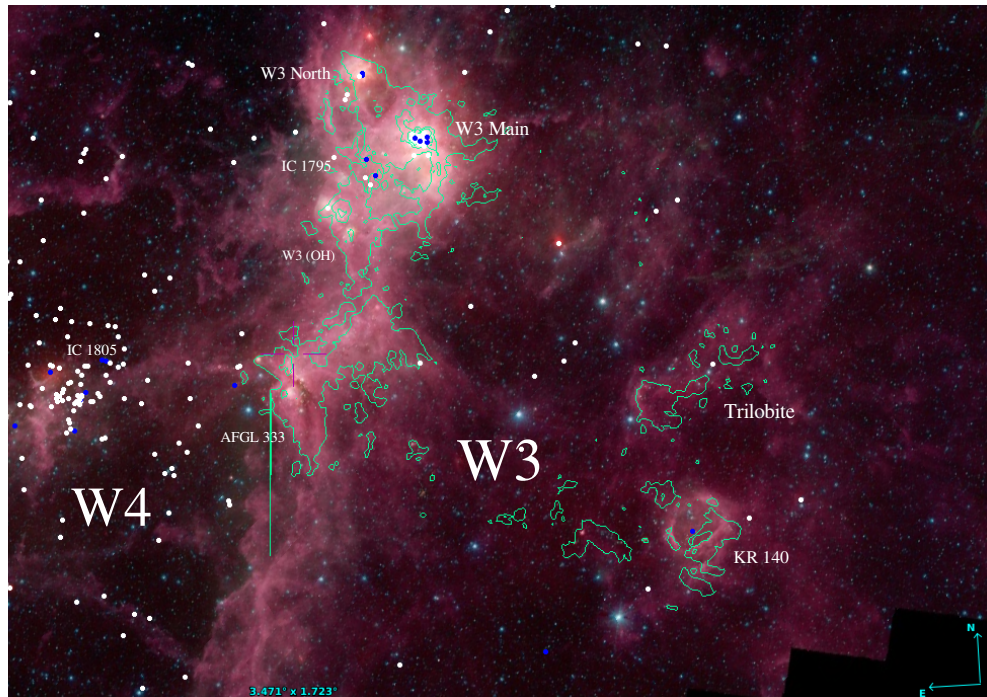
Στη νότια-ανατολική γωνία του W3 και κοντινότερα στο W4 βρίσκεται η περιοχή AFGL 333 η οποία παίρνει το όνομα της από τον ομώνυμο αστέρα φασματικού τύπου B0.5 στο εσωτερικό της.

Εκτός από τις παραπάνω περιοχές όπου πιστεύουμε ότι η διαδικασία δημιουργίας αστερών είναι πιθανό αποτέλεσμα περιοχών HII, στη νότια-δυτική γωνία του W3 έχουμε τη πιο ισχυρή ένδειξη αυθόρμητης γέννησης αστερών, τον αστέρα μεγάλης μάζας VES 735 με φασματικό τύπο O8.5 και ηλικία $1 - 2 Myr$ στον οποίο οφείλεται η περιοχή HII KR 140. Το χαρακτηριστικό σφαιρικό κέλυφος της KR 140 είναι διεγερμένη περιοχή όπου δημιουργούνται νέοι αστέρες.

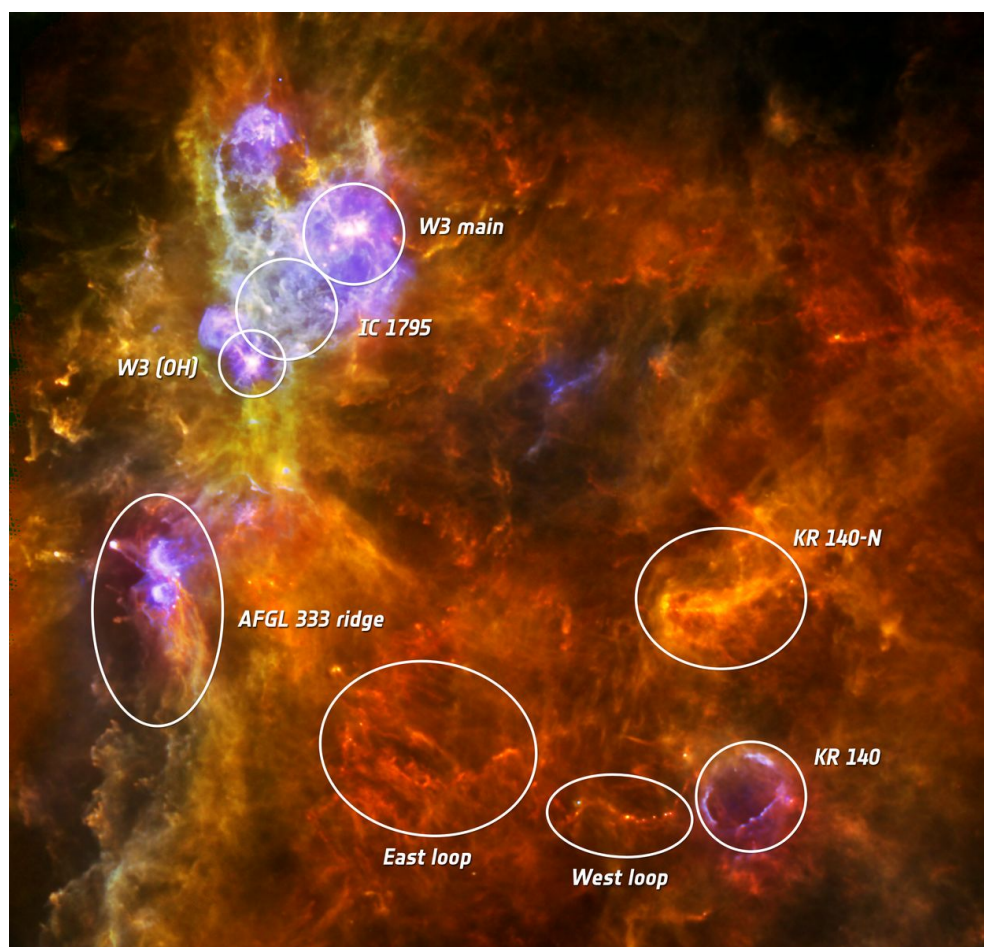
Βόρεια της KR 140 βρίσκεται η περιοχή KR 140-N ή Trilobite. Η μορφολογία



Σχήμα 3.1: Τα μοριακά νέφη W3 και W4 στο οπτικό (DSS). Οι κόκκινες ισοϋψείς αντιστοιχούν είναι από παρατηρήσεις στο H_α . Οι πράσινες ισοϋψείς είναι οι παρατηρήσεις στο CO. Οι κουκκίδες είναι άστρα μεγάλη μάζας από το κατάλογο SIMBAD. Με λευκό αστέρες φασματικού τύπου B, με μπλε φασματικού τύπου O.



Σχήμα 3.2: Τα μοριακά νέφη W3 και W4 στο υπέρυθρο (Glimpse 360). Οι πράσινες ισοϋψείς είναι οι παρατηρήσεις στο CO. Οι κουκκίδες είναι άστρα μεγάλη μάζας από το κατάλογο SIMBAD. Με λευκό αστέρες φασματικού τύπου B, με μπλε φασματικού τύπου O.



Σχήμα 3.3: Εικόνα του W3 από το Herschel στα 70 μm (μπλέ), 160 μm (πράσινο) και 250 μm (κόκκινο).